

II-366

振動流場の平坦移動床における漂砂移動現象の解析
と移動層厚の決定法

大阪大学工学部 正会員○小野正順

大阪大学工学部 正会員 出口一郎

大阪大学工学部 正会員 榎木 亨

1. はじめに ; 移動床での高濃度の底質砂の輸送を数値計算する場合、砂粒子を高濃度に含む流体のせん断特性を明らかにしておく必要がある。これらの高濃度混相流体のせん断特性は、Bagnoldによる実験以来、種々の実験結果やそれに基づく定式化がなされてきた。こうした高濃度混相流体のせん断特性に関する実験は、測定精度などの問題からある程度の濃度(体積濃度で0.53)までしか行われておらず、それらの実験結果から定式化された式を用いて、混相流体の運動を不動砂層(体積濃度で $c_{max}=0.65$)まで計算している。また、漂砂移動現象のモデル化に関して、混相流体の移動層厚の決定については、 $c=c_{max}$ あるいは底質相の水平流速 $u_s=0$ として判定されるが、混相流体の粘性係数として上述したように定式化された式を用いている限りは、移動層厚が正確に決定されているとは考えられない。高濃度の混相流体のせん断特性は、体積濃度が0.53(線形濃度で $\lambda=14$)以下の場合にはNewton流体として扱えることから、体積濃度で0.53を越える高濃度混相流のせん断特性はかなり異なってくると考えられる。従って、不動砂層の決定については、高濃度混相流の運動を基に力学的な釣り合いから決定されるべきであると考えられる。

本研究では、平坦移動床での漂砂移動現象を単相モデルを用いて解析し、移動層厚の決定についてBagnoldの仮定を基に混相流体のせん断抵抗とせん断力の釣り合いから求め、既往の研究の実験結果との比較を行い、その適用性を検証した。

2. 単相流モデルを用いた高濃度漂砂移動現象の解析 ; 基礎式は、次式に示す固液混相流体に対する連続式と水平方向の運動方程式である。砂粒子の運動と水粒子の運動は、水平方向に限って同時に運動するものと考え、未知数を1つ減らした。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \{(1-c)\rho_w f + c\rho_s w_s\}}{\partial z} = 0 \quad (1) \quad \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial \{(1-c)\rho_w f + c\rho_s w_s\}u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (2)$$

ここに、 $\rho = (1-c)\rho_f + c\rho_s$ 、 ρ 、 ρ_s 、 ρ_f : 混相流体、底質相、流体相の密度、 u : 混相流体の水平流速、 w_s , w_f : 底質相、流体相の鉛直流速、 c : 底質砂の濃度、 p : 圧力である。未知数は、 u, w_s, w_f, c, p の5つである。(1)式の混相流体に対する連続式を、底質相と流体相のそれぞれの連続式に分離する。次に、未知変数を(定常成分+振動流成分)と乱れ成分により表示し、外力周期よりも小さく乱れ成分よりも大きい時間スケールで時間平均を行う。濃度と流速の乱れ成分の相関項をブーシネ型の近似を用いて平均量で表現した。底質濃度は底質相の連続式である拡散方程式により算定し、水平方向の混相流体の流速は(2)式の運動方程式により算定される。圧力勾配は境界層外縁の圧力勾配に等しいと仮定し、底質相の鉛直速度は底質濃度の関数として経験式により与え、流体相の鉛直流速は混相流体の連続式から定常状態を仮定し算定した。これら4つの式を時間発展的に解いた。数値計算は差分法を用い、移流項については3次の風上差分、その他の空間差分については3次の中央差分、時間差分については蛙飛び差分を用いた。混相流体の粘性係数には、粒子間応力の影響も考慮されているSavage-McKeownの式を用いた。混相流体の渦動粘性係数は灘岡らの表現を用い、拡散係数は渦動粘性係数に比例するとして比例定数をシュミット数で与えた。初期条件は、底面に一定の厚さの高濃度層を与えた。高濃度層の底の濃度は $0.99c_{max}$ で表面の濃度が $0.97c_{max}$ 、層内は線形的に濃度を分布させた。計算の初期砂面は、高濃度層の表面の位置とした。移動砂層厚の決定については、次式に示すBagnoldの仮定を用いる。

$$\mu \frac{\partial u}{\partial z} \geq \int_z^{+\infty} (\rho_s - \rho_f) g c \tan \phi dz \quad (3)$$

ここに、 μ : 混相流体の粘性係数、 ϕ : 水中における底質砂の内部摩擦角である。上式は、混相流体のせん断

力とせん断抵抗の釣り合いによって移動砂層面 z が決定される式となっている。式(3)の右辺においてせん断面 z まで自重が作用している砂粒子は相互に接触している粒子のみであり、浮遊粒子はせん断抵抗には関与しないと考えられる。また、水中における底質砂の内部摩擦角 ϕ についても底質粒子間の接触がなければかなり小さいと考えられる。運動している砂粒子同士が接触し始めるのは、線形濃度で $\lambda=1$ （体積濃度で0.08）である。従って、(3)式の積分範囲は $\lambda>1$ の範囲とし、 c のせん断抵抗への寄与率と ϕ は線形濃度に比例するように表現した。そして、混相流体がNewton流体として取り扱える線形濃度 $\lambda=14$ （体積濃度で0.53）以上の濃度に対しては、すべての砂粒子の自重がせん断面に作用し、 ϕ も充填時の摩擦角に等しくなるように表現した。

3. 既往の実験結果との比較；本計算結果と比較を行ったのは、香取らにより振動流装置を用いて行われた底質砂の移動速度及び底質濃度の実験結果である。実験条件は、底質粒径 $D=0.02\text{cm}$ 、境界層外縁水平流速振幅 $U_0=127\text{cm/s}$ 、周期 $T=3.6\text{s}$ の場合である。図-1,2は、香取らの実験結果と本計算結果との比較を示す。図-1は、混相流体の水平流速の鉛直分布、図-2は漂砂濃度の鉛直分布を示す。計算において、初期砂層厚は 2cm を与えている。その他に 3cm として与えた場合も計算したが、鉛直方向に 1cm シフトしたような計算結果が得られ、計算結果には初期砂層厚の影響はほとんど見られなかった。また、初期条件の影響は、ほぼ半周期で無くなる。図に示した計算結果は2周期目の結果である。シュミット数は、 0.1 として計算している。これらの図より、計算結果は実験結果をほぼ再現できているものと考えられる。ただ、漂砂濃度の鉛直分布は、実験結果よりも濃度勾配が小さく特に $0.9c_{\text{max}}$ を越える高濃度層での濃度勾配の差異が大きい。この原因としては、拡散係数が考えられるが拡散係数は混相流体の水平方向流速の鉛直勾配に比例するように置かれていることから、流速分布を規定する混相流体の粘性係数の定式化に問題があると考えられる。

図-3は、移動層厚 δz の位相変化を示している。実験結果の移動層厚の決定については、底質砂の水平流速が0の位置と底質濃度が c_{max} に等しくなる位置について求めた。本解析法から求めた計算結果は、混相流体の摩擦抵抗とせん断力の釣り合いから算定したものであるため、底質砂の水平流速が0の位置で規定した実験結果と対応するべきであるが、底質濃度で規定した移動層厚の方にやや近い結果となった。計算結果は、定量的にはほぼ予測していると考えられるが、定性的にはやや位相のずれが生じているのがわかる。これは、混相流体内の圧力勾配も境界層外縁における圧力勾配を用いているためであると考えられる。今回は、底質砂に標準砂を用いた香取らの実験ケースについて比較を行ったが、従来数多く行われている軽量粒子を用いた透水係数の大きい底質材料を用いた実験結果との比較については、講演時に発表したい。

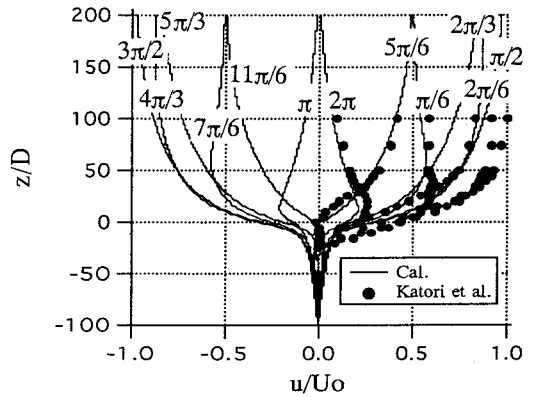


図-1 混相流体の水平流速の鉛直分布

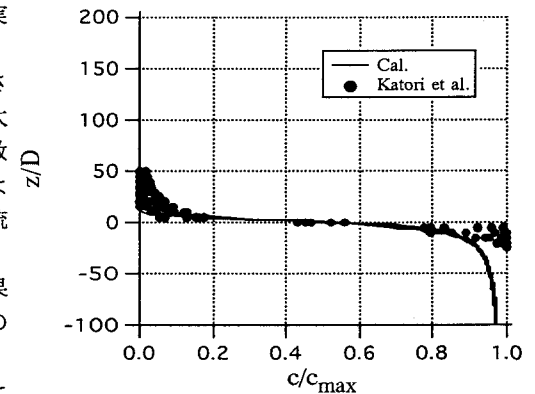


図-2 底質砂濃度の鉛直分布

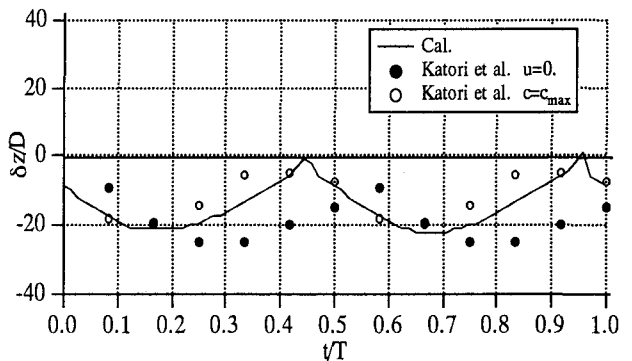


図-3 移動層厚 δz の位相変化